

## ДИНАМИКА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ГАЗОРАЗРЯДНОМ КАНАЛЕ ОДНОСТУПЕНЧАТОГО ДАС

© 2019 г. А. В. Пильников\*

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения,  
Королев, Московская обл., Россия

\*e-mail: PilnikovAV@tsniimash.ru

Поступила в редакцию 25.07.2018 г.

После доработки 20.09.2018 г.

Принята в печать 18.10.2018 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований локальных параметров плазмы в газоразрядном канале модели одноступенчатого плазменного двигателя с анодным слоем (ДАС), которые позволили определить функцию распределения электронов по энергиям и ее динамику вдоль средней линии канала. В результате исследований были обнаружены, как и в аналогичном стационарном плазменном двигателе (СПД), три группы электронов: медленные электроны, с энергией порядка 8–12 эВ; быстрые электроны, с энергией 40–50 эВ и промежуточные электроны, количество которых невелико. Исследования показали, что области возникновения и динамика этих групп электронов в исследуемом ДАС отличаются от их поведения в СПД. Расчет энергетических характеристик медленной электронной компоненты, а также анализ динамики быстрой и промежуточной групп электронов проведен в соответствии с методологией, используемой для СПД. Показано, что в одноступенчатом ДАС, в отличие от СПД, не выполняется условие “глобальной изодрейфовости” по всему каналу, а зоны ионизации и ускорения ионов разделены более четко. Область возникновения быстрой группы электронов в исследуемой модели отличается от области их возникновения в СПД, однако энергетическое положение максимума функции распределения этой группы изменяется по линейному закону в зависимости от потенциала плазмы как и в СПД. Возникновение же промежуточной группы электронов не связано, как считают специалисты по СПД, с наличием диэлектрической стенки канала и явлением пристеночной проводимости.

DOI: 10.1134/S0367292119020148

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Движение зарядов в газоразрядном канале плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения (УЗДП), или в созданном на его основе стационарном плазменном двигателе (СПД), определяется электронной компонентой и зависит от распределений электронной концентрации  $n_e = n_e(\varphi, \psi)$  и электронной температуры  $T_e = T_e(\varphi, \psi)$ , либо энергии электронов  $\varepsilon = \varepsilon(\varphi, \psi)$  по всему каналу. Здесь  $\varphi$  – потенциал плазмы;  $\psi$  – функция, описывающая магнитный поток в плазме (линии  $\psi = \text{const}$  – силовые линии магнитного поля) [1]. Для описания движения зарядов использовалась функция распределения электронов по энергиям (ФРЭ), полученная по методу Дрюйвестейна двукратным дифференцированием вольт-амперной характеристики одиночного плоского торцевого зонда.

Физическим исследованиям газоразрядного канала УЗДП, в частности распределений локальных параметров плазмы с помощью зондовых измерений, в 1980-х и начале 1990-х гг. под руководством А.И. Бугровой, А.И. Морозова и В.П. Кима посвящено большое количество работ. В работах [2–6] наиболее систематически изложены экспериментальные и теоретические данные о механизме формирования, свойствах ФРЭ и ее динамике в канале. Было найдено три группы электронов, каждая из которых имеет свою функцию распределения. Первая группа – медленные электроны, характеризующиеся  $f_e^M$  (функция распределения медленных электронов). Она описывается “линейным сплайном” и представляется в виде прямой линии, пересечение которой с осью абсцисс определяет максимальную энергию медленных электронов  $\mu = \beta + e\chi$ . Величина  $\beta$  численно равна тому значению энергии, при котором  $f_e^M = 0$ . В идеальном случае она должна

быть равна нулю, а в экспериментах получилась равной  $\sim 10\text{--}25$  эВ, что определяется затратами энергии на ионизацию. Таким образом, определив  $\beta(r, z)$  в канале, где  $r$  – радиус канала,  $z$  – длина канала, можно определить зону, где происходит ионизация ( $\beta < 0$ ) и где происходит ускорение ионов в плазменном потоке ( $\beta \geq 0$ ). В канале УЗДП величина  $\beta < 0$  практически по всей длине канала от анода до точки перегиба на кривой изменения потенциала  $\phi(r, z)$ .

Вторая группа – быстрые электроны, характеризующиеся  $f_e^a$  (функция распределения быстрых электронов). Она описывается “квадратичным сплайном”. Методика определения  $f_e^a$  по экспериментальным данным отсутствует [5]. Поэтому можно лишь выделить некоторые ее особенности: энергетическая полуширина распределения  $\Delta$  по длине канала практически сохраняется; ее амплитуда максимума  $A(\Phi_{\max}^a)$  экспоненциально уменьшается при движении от зоны ионизации и ускорения к аноду; смещение центра тяжести распределения в зависимости от потенциала пространства происходит по линейному закону, что говорит об ускорении быстрых электронов, упруго отраженных от стенки канала, продольным электрическим полем; распределение в первом приближении симметрично относительно максимума. Определив функции  $f_e^M$  и  $f_e^a$ , можно рассчитать схемы распределения всех типов частиц в канале.

Наряду с быстрой группой электронов, которая возникает в результате их диффузного отражения от диэлектрических стенок канала, существует группа неупруго отраженных или промежуточных электронов. Она выявляется из анализа вольт-амперной характеристики зонда. Функция распределения промежуточных электронов близка к “столику” и ее можно представить как  $f_e^{\Pi} = \text{const}$ . Считается, что именно промежуточная компонента ответственна за перенос тока в канале УЗДП. Она возникает в зоне ионизации, отделяясь от высокоэнергетичной группы. Максимум распределения промежуточной компоненты перемещается в область более высоких энергий при движении от зоны ионизации к аноду и, следовательно, возрастает “пустой” промежуток между высокоэнергетичной ( $\sim 50\text{--}70$  эВ) и низкоэнергетичной ( $\sim 10\text{--}20$  эВ) компонентами.

С помощью зондовой методики для УЗДП при различных режимах были получены также распределения в канале потенциала плазмы  $\phi(r, z)$ , электронной концентрации  $n_e(r, z)$ , средней энергии “медленных” электронов  $\epsilon_{av}(r, z)$ , электронной температуры  $T_e(r, z)$ . Определены затраты энергии на ионизацию, местоположения зон

ионизации и ускорения в канале. Распределения указанных параметров по длине канала, а также изменение функции распределения электронов по энергиям в каждом сечении достаточно полно характеризует картину рабочего процесса в канале.

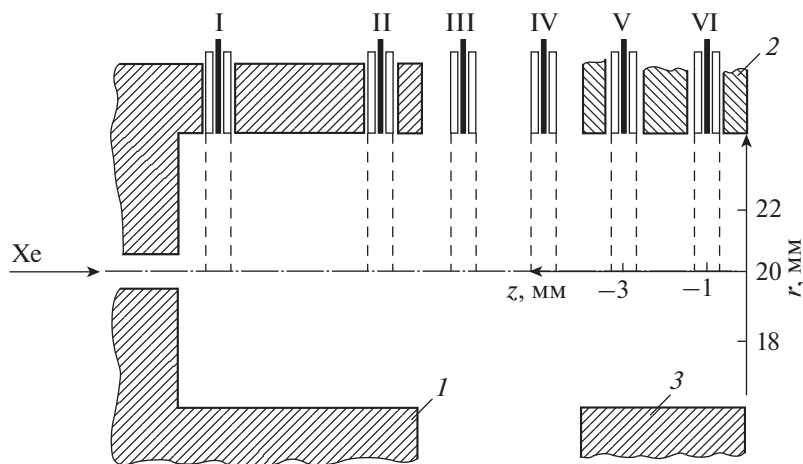
Исследование одноступенчатых плазменных ускорителей с анодным слоем (УАС) или он еще называется одноступенчатый двигатель с анодным слоем (ДАС), в основном были направлены на усовершенствование конструктивной схемы и улучшения выходных двигательных характеристики. Подробно исследовались, в том числе и с помощью зондовых измерений, выходные характеристики ионного пучка. По исследованию локальных параметров плазмы в канале для одноступенчатых ДАС количество публикаций ограничено, а динамика ФРЭ в канале нигде не рассматривалась. В работах [7–9] приведены только результаты экспериментальных исследований распределений потенциала  $\phi(r, z)$  и напряженности электрического поля вдоль оси канала  $E_z(z) = d\phi_{pr}(z)/dz$ .

Одноступенчатый ДАС является аналогом УЗДП как по конструкции так и по рабочим режимам за исключением керамической вставки внутри газоразрядного канала. Поэтому представляет интерес определение ФРЭ в его канале, исследование динамики ФРЭ, а также распределений  $T_e(r, z)$ ,  $n_e(r, z)$ , определение координат положения зон ионизации и ускорения, посредством методики исследований, аналогичной методике использованной для УЗДП. Таким образом, можно определить сходство и различие рабочих процессов в одноступенчатом ДАС и УЗДП, а также применимость названной методики исследований.

Кольцевой газоразрядный канал ДАС представляет собой полый анод, внешний и внутренний полюса магнитной системы, находящиеся под катодным потенциалом. Схема исследуемой экспериментальной модели была представлена в работе [10]. Сечение газоразрядного канала с реальными размерами анодной полости, ширины полюсов, межполюсного зазора (ширина канала), расстояния от анода до полюсов, а также схема расположения одиночных торцевых зондов представлены на рис. 1.

## 2. ИЗМЕНЕНИЕ ФРЭ ВДОЛЬ СРЕДНЕЙ ЛИНИИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО КАНАЛА

Зондовые характеристики в газоразрядном канале одноступенчатого ДАС снимались в оптимальном двигательном режиме для канала с шириной  $H_1 = 8$  мм, разрядным напряжением  $U_r = 145$  В, градиентом индукции магнитного поля  $\nabla_z B_r = 1.94$  Тл/м, описанном в [10]. Характерные

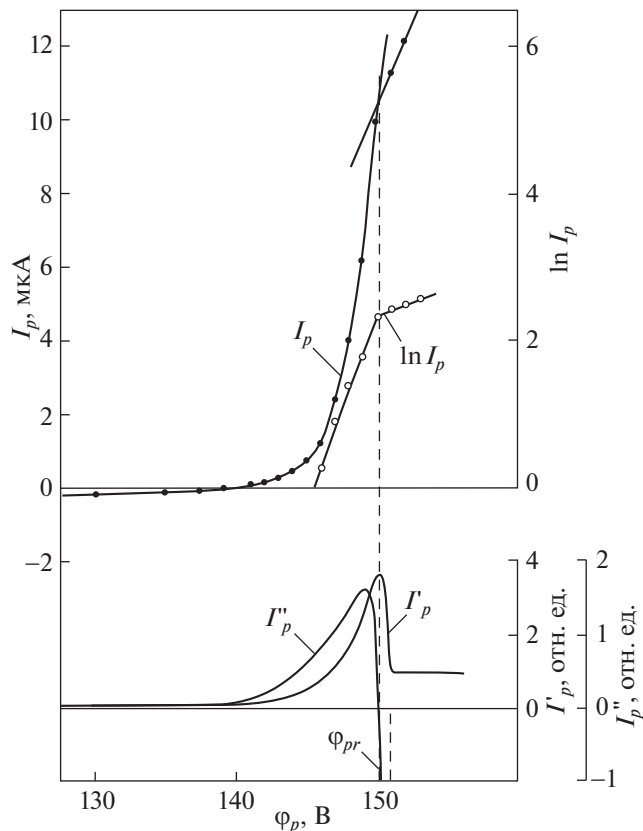


**Рис. 1.** Схема расположения одиночных зондов в газоразрядном канале: 1 – полый анод-газораспределитель; 2 – наружный полюс магнитной системы; 3 – внутренний полюс магнитной системы; I–VI – одиночные зонды.

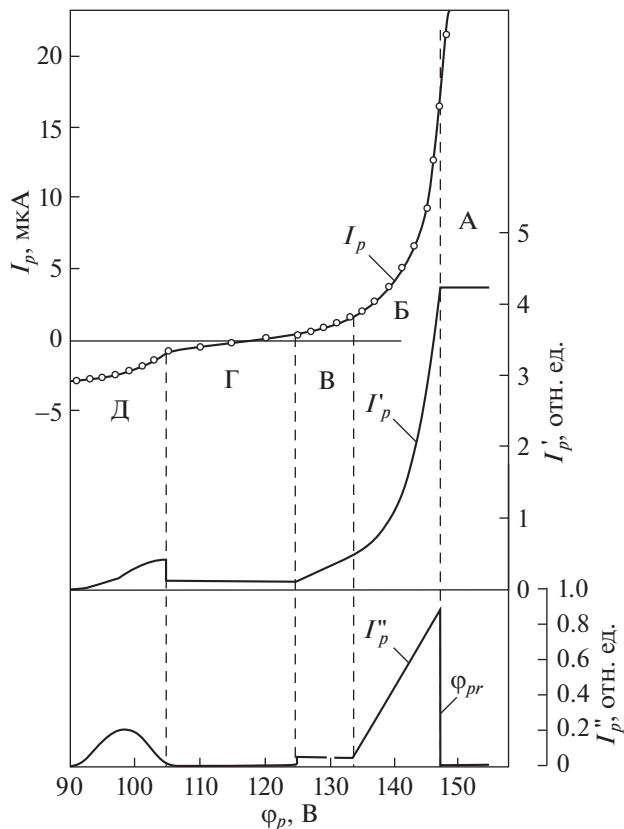
зондовые характеристики вдоль оси канала на уровне средней линии ( $r = 20$  мм), в точках  $z = -1, -3, -5, -7, -9, -13$  мм от среза до дна анодной полости, а также их первые  $I'_p(\varphi_p)$  и вторые  $I''_p(\varphi_p)$

производные, полученные численным дифференцированием, приведены на рис. 2–7.

Из рис. 2 видно, что зондовая характеристика зонда I является практически экспоненциальной и вторая производная, которая по методу Дрюй-



**Рис. 2.** Характеристики зонда I:  $I_p(\varphi_p)$ ,  $\ln I_p(\varphi_p)$ ,  $I'_p(\varphi_p)$ ,  $I''_p(\varphi_p)$ .



**Рис. 3.** Характеристики зонда II:  $I_p(\varphi_p)$ ,  $I'_p(\varphi_p)$ ,  $I''_p(\varphi_p)$ .

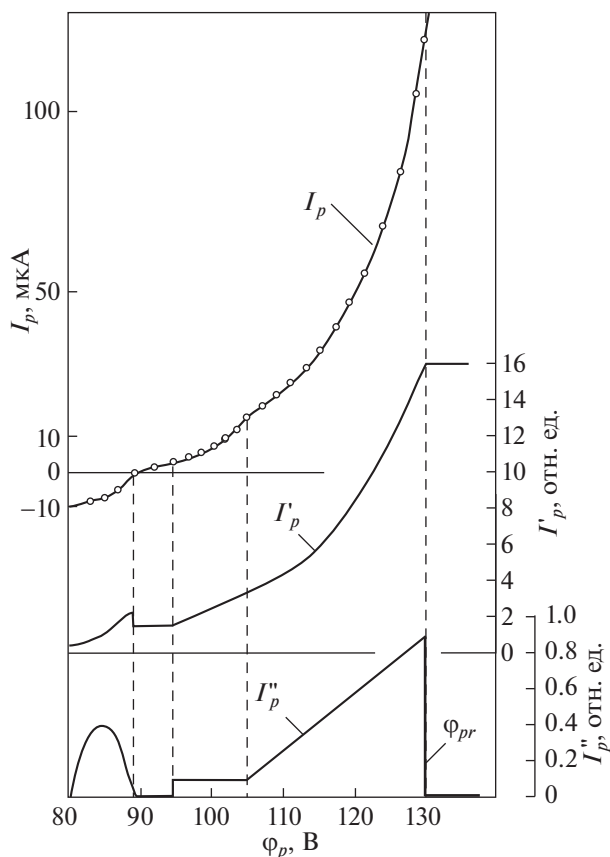


Рис. 4. Характеристики зонда III:  $I_p(\varphi_p)$ ,  $I'_p(\varphi_p)$ ,  $I''_p(\varphi_p)$ .

вестейна пропорционална функции распределения электронов по энергиям, также экспоненциальна. То есть в области зонда I (у дна анодной полости) электроны практически максвеллизированы. На рис. 2 показана также зависимость логарифма зондового тока  $\ln I_p(\varphi_p)$ , по которой определяется потенциал пространства  $\varphi_{pr} = 150$  В и среднее значение электронной температуры  $T_e \approx 1.96$  эВ по наклону прямолинейного участка зондовой характеристики (по методике Ленгмюра). Ток электронов при потенциале пространства  $I_p(\varphi_{pr})$  позволяет определить (по методике Ленгмюра) концентрацию электронов, которая составила величину  $n_e \approx 1.3 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Потенциал пространства при этом уточнялся по графику  $I'_p(\varphi_p)$ , имеющему более резкий излом при переходе через потенциал пространства, чем сам ток. При этом за  $\varphi_{pr}$  принималась точка, в которой производная максимальна. Прямое дифференцирование экспериментальной кривой  $I_p(\varphi_p)$ , тем более двукратное, сопряжено с большой погрешностью. Поэтому, для определения  $I'_p(\varphi_p)$  и

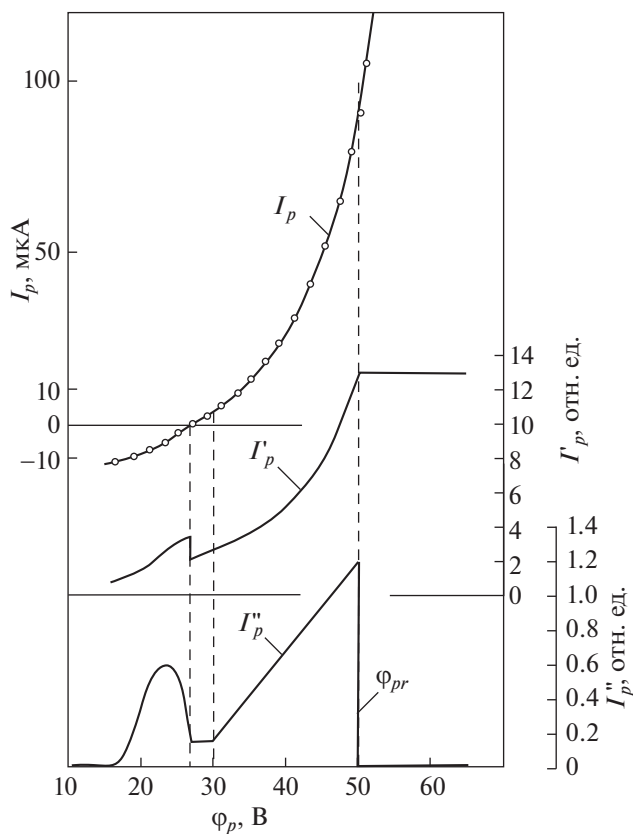


Рис. 5. Характеристики зонда IV:  $I_p(\varphi_p)$ ,  $I'_p(\varphi_p)$ ,  $I''_p(\varphi_p)$ .

$I''_p(\varphi_p)$ , перед операцией численного дифференцирования, производилось сглаживание характеристики методом “наименьших квадратов”. Аналогичные операции проводились для всех зондов.

Зондовые характеристики в других точках вдоль оси канала на уровне средней линии (зонды II–VI), представленные на рис. 3–7, имеют более сложный характер, а функции распределения электронов по энергиям, полученные методом второй производной, не являются максвелловскими. Это говорит о том, что в данных сечениях канала существуют электронные потоки. При этом функции распределения в области зондов II–VI имеют одинаковые характерные особенности. Рассмотрим вольт-амперную характеристику зонда II (см. рис. 3). При потенциалах, положительных относительно потенциала пространства  $\varphi_{pr}$ , ток на малый зонд изменяется по линейному закону и, соответственно, на зависимости первой производной зондового тока от потенциала  $I'_p(\varphi_p)$  имеется область “А”, где значение  $I'_p(\varphi_p) = \text{const}$ . Эта область относится к области тока электронного насыщения и ее начало определяет потенциал пространства. При этом  $I''_p(\varphi_p) = 0$ . Область

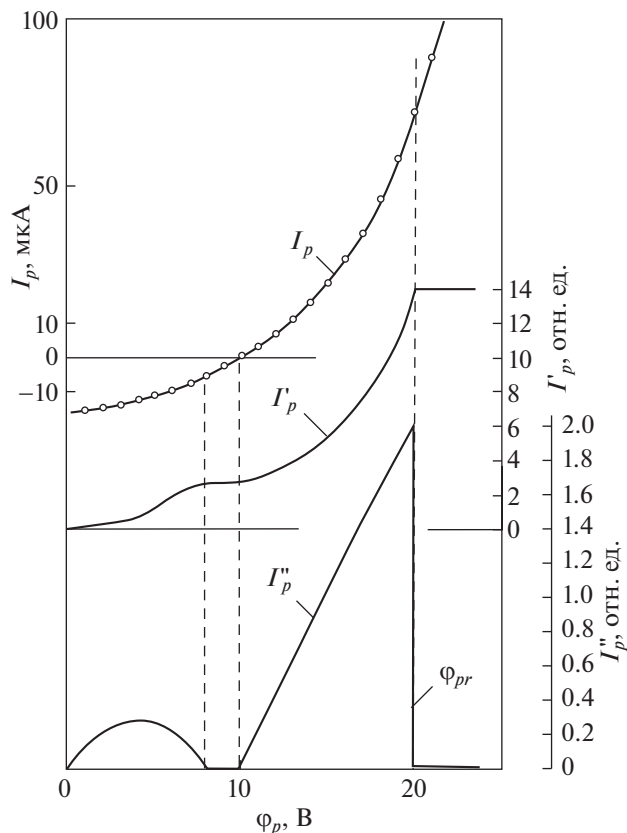


Рис. 6. Характеристики зонда V:  $I_p(\varphi_p)$ ,  $I'_p(\varphi_p)$ ,  $I''_p(\varphi_p)$ .

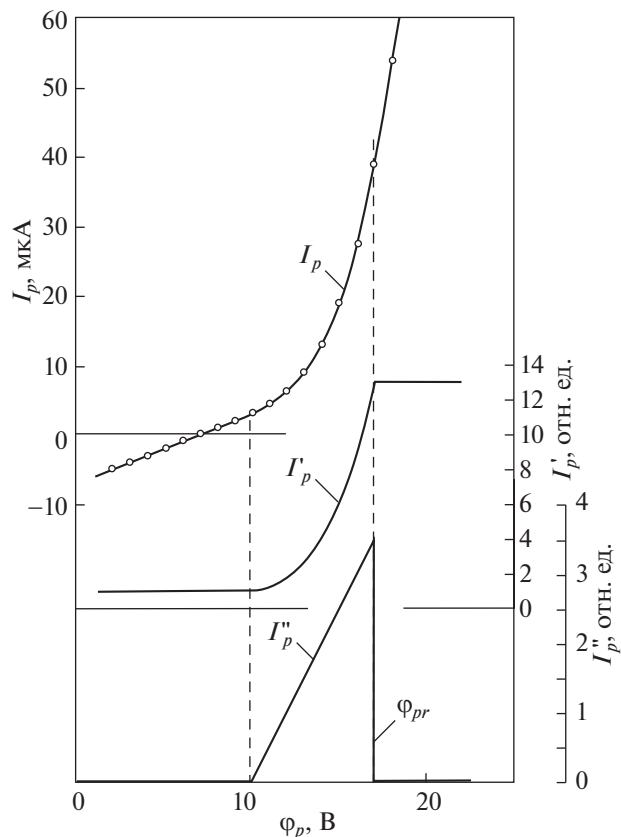


Рис. 7. Характеристики зонда VI:  $I_p(\varphi_p)$ ,  $I'_p(\varphi_p)$ ,  $I''_p(\varphi_p)$ .

“Б” характеризуется крутым изменением тока  $I_p(\varphi_p)$ . Закон изменения  $I'_p(\varphi_p)$  в этой области говорит о виде функции распределения медленных электронов  $f_e^M$  и зависимость  $I''_p(\varphi_p)$ , также как и в УЗДП [4], имеет вид линейного сплайна. Затем имеется область “В” с линейным изменением  $I'_p(\varphi_p)$  и, соответственно,  $I''_p(\varphi_p) = \text{const}$ . В области “Г” наблюдается практически линейное изменение  $I_p(\varphi_p)$ . Здесь соответственно  $I'_p(\varphi_p) = \text{const}$ , а  $I''_p(\varphi_p) = 0$ . И, наконец, на ионной ветви зондовой характеристики имеется область “Д”, в которой закон изменения  $I_p(\varphi_p)$  представляет собой сумму экспонент и характеризует вид функции распределения быстрой электронной компоненты  $f_e^a$  с энергией, в несколько раз превышающей энергию медленных электронов. То есть область “В” с функцией распределения в виде “столика”, как в УЗДП, является областью промежуточной электронной компоненты с  $f_e^{\Pi}$ , а область “Г”, также как и в УЗДП, является “пустым” промежутком.

Таким образом, изменение областей “А”–“Д” по длине канала характеризует изменение ФРЭ и, соответственно, динамику электронной компоненты. Так, например, в сечениях близких к выходу из канала, рис. 7, быстрой электронной компоненты практически нет, а есть только медленная компонента с приведенной полной энергией порядка 7 эВ. По мере движения от среза канала к аноду, в конце полюсов магнитной системы (область зонда V), находящихся под потенциалом катода, наряду с медленной появляется быстрая электронная компонента с малой энергией (~16 эВ) и малой амплитудой максимума (рис. 6). Появление быстрых электронов в УЗДП связывают с упругим рассеянием на стенках диэлектрического канала [3]. Можно предположить, что в исследуемом ДАС быстрая (высокоэнергетичная) компонента также возникает в результате упругого отражения электронов от полюсов магнитной системы и их дальнейшего ускорения в продольном электрическом поле. В этой области канала энергии медленной и быстрой компонент отличаются незначительно. Между медленной компонентой и быстрой имеется некоторый “пустой” промежуток, порядка 1–2 В (рис. 6). По мере дви-

жения к аноду (область зонда IV) увеличивается энергия и амплитуда максимума быстрой электронной компоненты, следуя за увеличением потенциала пространства. Здесь между быстрой и медленной компонентами появляется также некоторая промежуточная группа электронов (рис. 5) малой энергетической ширины. В УЗДП [11] ее появление связывают с неупругим отражением электронов от диэлектрической стенки канала с потерей части энергии. В исследуемом ДАС природа возникновения промежуточной группы электронов не совсем понятна. Она, также как и быстрая компонента, набирает энергию в электрическом поле по мере движения к аноду. Причем максимальная ее энергетическая ширина наблюдается вблизи анода (рис. 4), а по мере продвижения вглубь анодной полости (рис. 3), она опять падает. Амплитуда этой группы в канале также меняется, но незначительно. Можно предположить, что промежуточная компонента, имея энергию меньшую, чем энергия быстрой компоненты, также участвует в ионизации, теряя эту энергию (~15–17 эВ) вблизи анода и в анодной полости. Максимальная амплитуда быстрой электронной компоненты наблюдается по мере движения к аноду в области IV зонда (рис. 5). Затем происходит снижение ее амплитуды и увеличение энергии, то есть отрыв от основной группы электронов в нарастающем электрическом поле. По мере движения к аноду, энергетический отрыв быстрой группы электронов от основной массы увеличивается, приводя к увеличению “пустого” промежутка (область “Г”). Медленная (низкоэнергетическая) группа электронов, определяющая совместно со структурой магнитного поля распределение электрического потенциала в канале, существует практически в каждой точке на оси канала на уровне средней линии за исключением области, близкой к дну анодной полости. Как было сказано выше, электроны в этой области максвеллизированы и выделить отдельные группы нельзя. Таким образом, по характеру изменения  $I_p''(\varphi_p)$  вдоль канала, рис. 2–7, можно проследить возникновение и динамику всех групп электронов, определяющих рабочий процесс в газоразрядном канале.

### 3. ИЗМЕНЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВДОЛЬ ОСИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО КАНАЛА НА УРОВНЕ СРЕДНЕЙ ЛИНИИ

Наиболее наглядно и математически полно, как и в УЗДП, можно описать медленную электронную компоненту, получив для нее наибольшее число параметров, характеризующих ее динамику по длине канала.

Определение потенциала пространства вдоль средней линии канала для зондов II–VI по начальным точкам области тока электронного на-

сыщения зондовых характеристик позволило построить зависимость  $\varphi_{pr}(z)$  и продольной составляющей электрического поля  $E_z(z) = d\varphi_{pr}(z)/dz$  для рассматриваемого режима работы ДАС [9].

Представим функцию распределения медленных электронов в исследуемом ДАС, как и в УЗДП [4], в виде  $f_e^M = f(\varepsilon, \mathcal{P})$ , где  $\varepsilon$  – полная энергия;  $\mathcal{P}$  – обобщенный момент количества движения. Аналитически она описывается линейным сплайном

$$f(\varepsilon, \mathcal{P}) = A(\mu - \varepsilon_k), \quad (1)$$

где  $\mu$  – максимальная “экстраполированная” энергия электронов,  $\varepsilon_k$  – кинетическая энергия электронов,  $A$  – некоторая постоянная.

В [4] также отмечено, что ток медленной электронной компоненты на ориентированный в радиальном направлении зонд

$$I_{ep} = \frac{1}{3} A \frac{\pi e S_p}{m^2} \mu^3, \quad (2)$$

или

$$I_{ep} = A_v \mu^3, \quad (3)$$

где  $S_p = \pi d_p^2/4$  – площадь торцевого сечения зонда,  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона.

Если  $f_e^M \sim I_p''(\varphi_p)$  имеет вид линейного сплайна, то ток на зонд можно представить в виде кубической зависимости

$$I_p = \alpha(\varphi_p + \beta^*)^3, \quad (4)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta^*$  – некоторые искомые коэффициенты.

Определить коэффициенты уравнения (4) можно по ходу вольт-амперной характеристики зонда, зная две точки с заданными значениями  $I_p$  и  $\varphi_p$ . Более точно это можно сделать, учитывая линейную зависимость зондового тока от потенциала при  $\varphi_p > \varphi_{pr}$ . Для этого достаточно взять одну из точек, например значение зондового тока при потенциале пространства  $I_p(\varphi_{pr})$  и значение  $I_p'(\varphi_{pr})$ , т.е. значение производной зондового тока в этой точке (реально необходимо принимать среднюю величину  $I_p'(\varphi_{pr})$  на участке  $\varphi_{pr} \pm 1$  В). Из уравнения (4) получим

$$I_p' = 3\alpha(\varphi_p + \beta^*)^2, \quad (5)$$

и, соответственно,

$$I_p = \frac{1}{3} I_p'(\varphi_p + \beta^*). \quad (6)$$

Принимая за начало координат  $\varphi_p = \varphi_{pr} = 0$  и проводя несложные преобразования (5) и (6), получим значения

$$\beta^* = 3 \frac{I_p(\varphi_{pr})}{I_p'(\varphi_{pr})}, \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{1}{27} \frac{[I_p(\varphi_{pr})]^3}{[I_p'(\varphi_{pr})]^2}. \quad (8)$$

Значения  $I_p(\varphi_{pr})$  и  $I_p'(\varphi_{pr})$  для каждого зонда определяются из графиков рис. 2–7.

Следовательно, если функция распределения медленных электронов в исследуемом ДАС как и в УЗДП описывается линейным сплайном, то величина  $\beta^*$  должна совпадать с величиной  $\mu$ , т.е.  $\beta^* \equiv \mu$ . При этом  $\mu$  в эВ определяется по функции распределения в точках  $I_p''(\varphi_p) = 0$ , где  $\beta^* = -\varphi_p$ . Величина  $\alpha$  как коэффициент линейной функции должна по длине канала оставаться постоянной. Поскольку в эксперименте ток зонда измеряется в мкА ( $1 \text{ мкА} = 10^{-6} \text{ А}$ ), а размерность  $\mu$  соответственно (4) – эВ ( $1 \text{ эВ} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Дж}$ ), то, сравнивая (3) и (4) и вводя коэффициент соответствия размерностей в этих уравнениях, получим

$$A_v = 2.44 \times 10^{50} \alpha = \frac{1}{3} A \frac{\pi e S_p}{m^2} \mu^3. \quad (9)$$

Зависимость (9) необходима для расчета постоянной  $A$  и дальнейшего расчета всех параметров плазмы в соответствии с уравнением (1).

Если предположить, что в исследуемом одноступенчатом ДАС как и в УЗДП реализуется изодрейфовый режим для медленных электронов, при котором они вращаются в азимутальном направлении с частотой  $\Omega = U_\theta/r$ , где  $U_\theta = E_z(z)/B_r(z)$  – дрейфовая скорость электронного облака, то функцию распределения в соответствии с (1) можно записать [1, 4] как

$$f_e^M = A \left[ e(\varphi_{pr} - \Omega\Psi) + \frac{m\Omega^2 r^2}{2} + \beta - \varepsilon_k \right]. \quad (10)$$

Таким образом, максимальная энергия электронов  $\mu$  будет

$$\mu = e(\varphi_{pr} - \Omega\Psi) + \frac{m\Omega^2 r^2}{2} + \beta, \quad (11)$$

где  $\Psi$  – функция магнитного потока;  $\beta$  – величина, определяемая потерями энергии электронов, в том числе и на ионизацию.

Для средней линии газоразрядного канала, при фиксированном  $r = 20 \text{ мм}$ , функция магнитного потока  $\Psi_r(z)$  определяется из условия [1]

$$B_r(z) = -\frac{1}{r} \frac{d\Psi_r(z)}{dz}. \quad (12)$$

В реальных расчетах, для каждого  $z$  вдоль средней линии канала, полный магнитный поток

$$\frac{\Psi_r(z)}{r} = -\int_{z_0}^z B_r(z) dz \quad (13)$$

определяется как площадь под кривой  $B_r(z)$ , полученной экспериментально. Он определяется с шагом 1 мм от дна анодной полости ( $z = -14 \text{ мм}$ ) до значения  $z_0 = 16 \text{ мм}$  за срезом двигателя, (как показывают расчеты, при  $z > z_0$  значения  $\Psi_r(z)/r \approx 0$ ). Значения  $\varphi_{pr}(z)$  для каждого  $z$  также определяются экспериментально из зондовых измерений [9] методом численного интерполирования.

Величина угловой скорости электронного облака при этом будет равна

$$\Omega = \frac{d\varphi_{pr}(z)}{d\Psi_r(z)} \approx \frac{\Delta\varphi_{pr}(z)}{\Delta\Psi_r(z)}, \quad (14)$$

а энергия его дрейфового движения, выраженная в эВ

$$\varepsilon_\theta(z) = \frac{m(\Omega r)^2}{2} \frac{1}{1.6 \times 10^{-19}}. \quad (15)$$

Таким образом, из (11) потери энергии на ионизацию  $\beta$  в эВ соответственно определяются как

$$\beta = \mu - e(\varphi_{pr} - \Omega\Psi) - \varepsilon_\theta. \quad (16)$$

Теоретические предпосылки для медленной электронной компоненты в УЗДП построены в предположении  $\Omega \approx \text{const}$  по всему газоразрядному каналу (“глобальная изодрейфовость”) [12, 13]. В исследуемом ДАС выполняется условие только “локальной изодрейфовости” [14], где  $\Omega = \Omega(z)$ . Поэтому изодрейфовость медленной компоненты можно рассматривать для каждой зоны со своей величиной  $\Omega_{av} \approx \text{const}$ .

Средняя энергия электронов  $\varepsilon_{av}(z)$  и электронная концентрация  $n_e(z)$  находятся как первые моменты сплайн-распределения [1]

$$\varepsilon_{av} = \frac{3}{7} \mu + \varepsilon_\theta, \quad n_e = \frac{16\sqrt{2}\pi}{15m^{3/2}} A \mu^{5/2}.$$

Расчеты показывают, что величина  $\varepsilon_\theta(z)$  по длине канала мала ( $\varepsilon_\theta \approx 0.05 \mu$ ) и ее можно не учитывать, за исключением сечений с максимальными значениями  $E_z(z)$ .

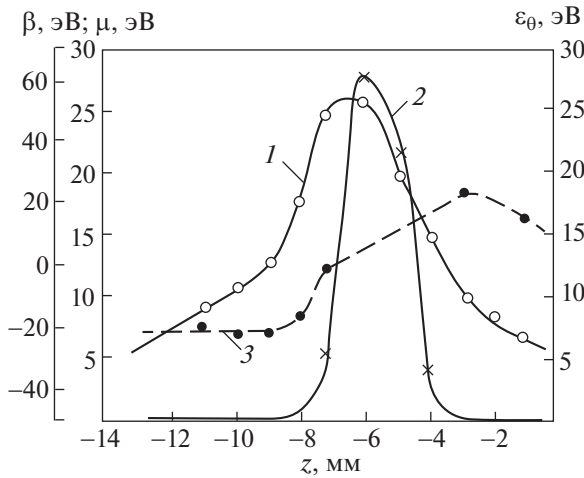


Рис. 8. Распределение энергетических параметров медленной электронной компоненты на средней линии канала: 1 –  $\mu(z)$ , 2 –  $\epsilon_\theta(z)$ , 3 –  $\beta(z)$ .

Таким образом, значение средней энергии электронов и соответствующее ей “условное” значение электронной температуры ( $\epsilon_{av} = 3T_e/2$ ) медленной электронной компоненты будут составлять

$$\epsilon_{av} = \frac{3}{7}\mu, \quad T_e = \frac{2}{7}\mu. \quad (17)$$

Подставляя в выражение для  $n_e$  значение  $A$  из уравнения (9) при  $d_z = 0.15$  мм и выражая  $\mu$  в эВ, получим

$$n_e = 3.79 \times 10^{15} \alpha \mu^{5/2}. \quad (18)$$

Здесь  $\alpha$  определяется по формуле (8), а  $\mu$  в эВ находится из графиков рис. 2–7.

Результаты измерений и расчетов параметров медленной электронной компоненты представлены на рис. 8–10. На рис. 8 представлены: распределение максимальной энергии электронов медленной электронной компоненты  $\mu(z)$ , полученное из зондовых характеристик; расчетное значение их энергии азимутального дрейфа  $\epsilon_\theta(z)$  и потерь энергии электронов на ионизацию  $\beta(z)$ , рассчитанное по формуле (16).

Изменение  $\beta(z)$  по длине канала показывает, что затраты на ионизацию составляют 19–21 эВ (величина  $\beta(z)$  отрицательна) в области канала от  $z = -12$  мм до  $z = -7$  мм. То есть эта область является зоной ионизации. Ее положение в канале практически совпадает с положением, представленным в результате другого анализа [9, 10]. При переходе из зоны ионизации в зону ускорения величина  $\beta(z)$  проходит через ноль (при  $z = -7$  мм) и меняет знак, достигая положительных значений, на порядок превышающих значения  $\beta(z)$  в

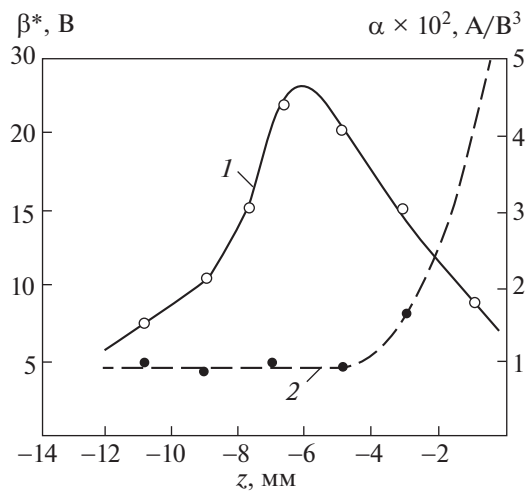


Рис. 9. Распределение коэффициентов уравнения зондового тока на средней линии канала: 1 –  $\beta^*(z)$ , 2 –  $\alpha(z)$ .

зоне ионизации (т.е. функция  $\beta(z)$  фактически терпит разрыв). Это свидетельствует о том, что по всей длине канала исследуемого одноступенчатого ДАС, в отличие от УЗДП [12, 13], не выполняется условие “глобальной изодрейфовости” медленной электронной компоненты. Здесь отношение  $E_z/B_r \neq \text{const}$  по всему каналу, как в УЗДП, а является функцией координаты, т.е.  $E_z/B_r = f(z)$ . В УЗДП величина  $\beta(z)$  также отрицательна и принимает значения до 40 эВ в различных режимах [6]. Однако в УЗДП область максимального ионо-

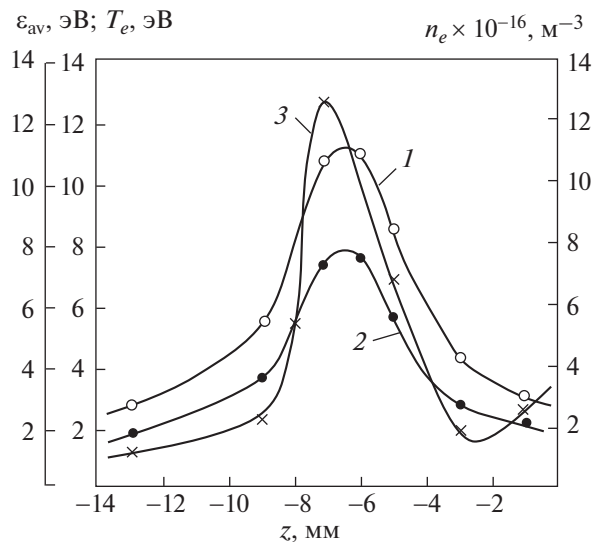


Рис. 10. Распределение локальных параметров медленной электронной компоненты на средней линии канала: 1 –  $\epsilon_{av}(z)$ , 2 –  $T_e(z)$ , 3 –  $n_e(z)$ .



образования (зона ионизации), где  $\beta(z)$  также проходит через ноль, а затем меняет знак, находится ближе к выходной части канала, т.е. в области полюсов магнитной системы с максимальным значением  $B_r(z)$ . По мере перемещения к аноду величина  $\beta(z)$  медленно убывает и в областях близких к аноду, где мала ионизация,  $\beta(z)$  сохраняет постоянное значение. Таким образом, в УЗДП в отличие от одноступенчатого ДАС, ввиду низких значений  $\nabla_z B_r$ , зоны ионизации и ускорения как бы сливаются, сохраняя изодрейфовый режим медленной электронной компоненты по всему каналу. Об этом свидетельствует поведение функции  $\beta(z)$  в УЗДП. Расчеты показали, что в исследуемом одноступенчатом ДАС изодрейфовый режим медленной компоненты соответствует теоретическим представлениям только в зоне ионизации.

Однако, как показывают зондовые характеристики, снятые в зоне ускорения (рис. 4–6), а также распределения коэффициентов уравнения зондового тока в канале  $\alpha(z)$ ,  $\beta^*(z)$ , представленные на рис. 9, функция распределения медленной компоненты сохраняет вид линейного сплайна. При этом величина максимальной энергии электронов  $\mu$  очень близка к их энергии азимутального дрейфа  $\epsilon_\theta$  (рис. 8). В зоне ионизации величина  $\epsilon_\theta$  меньше, чем в зоне ускорения примерно в 5 раз, а в выходной части канала, где заканчивается зона ускорения,  $\epsilon_\theta$  практически стремится к нулю. То есть максимальная энергия медленных электронов в зоне ускорения, фиксируемая зондом, определяется их энергией азимутального дрейфа ( $\mu \approx \epsilon_\theta$ ) и потерь на ионизацию практически нет. Электронный поток при этом из произвольного направления как бы перестраивается только в азимутальное направление. За зоной ускорения к выходу из канала, в области спада  $B_r(z)$ , происходит снижение положительной величины  $\beta(z)$ , приближающейся, по видимому, к 12–13 эВ, т.е. к величине прикатодного падения потенциала. В этой же области канала ( $z = -3-0$  мм) происходит начало отклонения величины  $\alpha(z)$  от постоянного значения (рис. 9) и  $\beta^*(z)$  от  $\mu$  (рис. 8, 9), а следовательно и нарушение линейного сплайна функции распределения медленных электронов. Эта область канала с малым  $E_z$  и  $\nabla_z B_r < 0$  характеризует окончание зоны ускорения и является областью начала формирования азимутального дрейфового потока электронов, поступающих из катода-нейтрализатора в канал.

На рис. 10 представлены распределения средней энергии  $\epsilon_{av}(z)$  медленной электронной компоненты, соответствующее ей значение “условной” электронной температуры  $T_e(z)$ , рассчитанные по формулам (17), а также электронной

концентрации  $n_e(z)$ , рассчитанной по формуле (18) на средней линии канала. Из рисунка видно, что максимальные значения средней энергии медленной электронной компоненты наблюдаются в области канала от  $z = -8$  мм до  $z = -4$  мм, т.е. в зоне ускорения и на ее границе с зоной ионизации. Они составляют величину порядка 8–12 эВ. Распределение “условной” электронной температуры  $T_e(z)$  повторяет распределение  $\epsilon_{av}(z)$ . При этом максимальные значения  $T_e$  составляют 6–8 эВ. Электронная концентрация  $n_e$  практически по всей длине канала составляет величину  $(2-5) \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$  и резко возрастает (примерно на порядок) на границе зон ионизации и ускорения (в переходной зоне). Сравнивая рис. 8 и 10, следует заметить, что максимальному значению концентрации  $n_e$  медленной электронной компоненты соответствует точка перехода величины  $\beta(z)$  через ноль. Здесь, по-видимому, происходит максимальная генерация ионов, а также накопление электронов азимутального дрейфового потока. Уходу последних к аноду препятствует высокий градиент индукции  $\nabla_z B_r$  в переходной зоне, увеличивая азимутальную составляющую  $j_{e\theta}$  за счет градиентного дрейфа и снижая осевую составляющую  $j_{ez}$  (сквозной ток). Граница зон ионизации и ускорения для рассматриваемого режима в исследуемом ДАС соответствует значению  $B_r \approx 11 \times 10^{-3}$  Тл, что составляет величину порядка  $0.55(B_r)_{\max}$ . Как отмечено в [15], при  $B_r \geq 0.6(B_r)_{\max}$  в УЗДП ионизация также практически заканчивается. В сечениях близких к выходу из канала ( $z = -3-0$  мм) опять наблюдается рост  $n_e(z)$ , связанный с поступлением потока электронов из катода-нейтрализатора и началом формирования азимутального дрейфового потока электронов в канале.

Функция распределения быстрой электронной компоненты  $f_e^a$  исследуемого ДАС, как и УЗДП, является много аргументной, поэтому поиск количественных характеристик этой компоненты весьма затруднен. Однако, как и в УЗДП, можно найти качественные характеристики, позволяющие проследить ее возникновение и динамику.

Выше, при анализе зондовых характеристик снятых на средней линии канала, была показана область возникновения быстрой компоненты (область “Д”). На зондовых характеристиках высокоэнергетичная компонента лежит в той области ВАХ, где уже существенен учет ионного тока. Качественно вид характеристик в этой области различен. В этих условиях можно найти только некоторые характерные особенности и на этой основе построить, по возможности, более про-

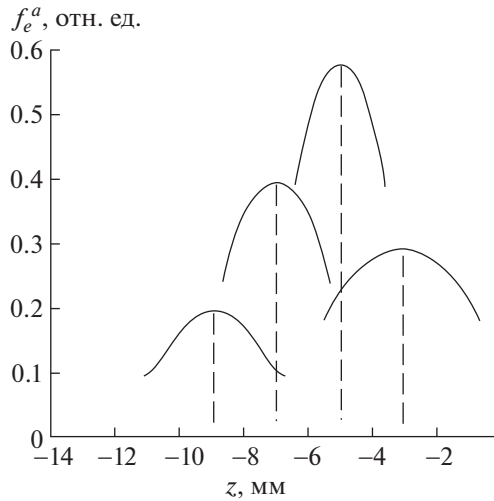


Рис. 11. Изменение  $A(\Phi_{\max}^a)$  вдоль средней линии канала.

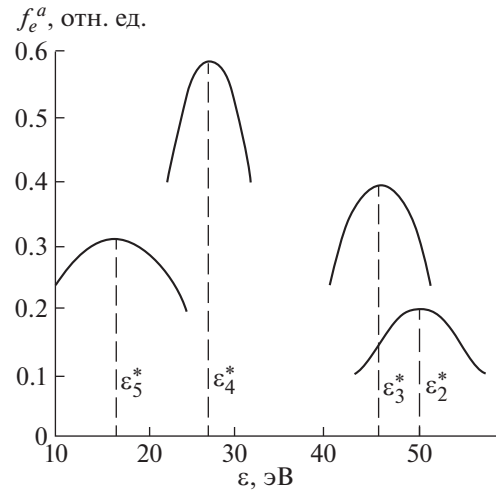


Рис. 12. Энергетическая динамика  $\Phi_{\max}^a$  вдоль средней линии канала.

стую функцию, учитывающую эти особенности. В основу построения положен метод Дрьювстейна. Характерными особенностями  $f_e^a$ , как и в УЗДП, являются полуширина энергетической зоны  $\Delta$ , положение максимума  $\Phi_{\max}^a$ , амплитуда максимума  $A(\Phi_{\max}^a)$ . Изменение их по газоразрядному каналу дает возможность анализа возникновения и динамики быстрой электронной компоненты.

На рис. 11 показано изменение  $f_e^a$  вдоль средней линии канала исследуемого ДАС в соответствии со схемой расположения зондов.

Видно, что максимальная амплитуда функции распределения быстрой электронной компоненты  $A(\Phi_{\max}^a)$  наблюдается в области зонда IV ( $z = -5$  мм), т.е. за полюсами магнитной системы.

При этом  $A(\Phi_{\max}^a)$  экспоненциально убывает как к аноду, так и к выходу из канала. По мере приближения к дну анодной полости и к выходу из канала высокоэнергетичный максимум вообще исчезает.

Положение максимума  $\Phi_{\max}^a$  на энергетической шкале, как показано на рис. 12, при перемещении от зонда V (энергия максимума  $\varepsilon_5^* \approx 16$  эВ) к аноду, в область зонда II (энергия максимума  $\varepsilon_2^* \approx 50$  эВ), смещается в сторону больших энергий. Сравнивая рис. 4, 5 и рис. 3 можно заключить, что при движении к аноду возрастает также и энергетический отрыв (“пустой промежуток”) быстрой высокоэнергетичной группы электронов от основной низкоэнергетичной. При этом энергетическая ширина  $\Delta$  функции распределе-

ния быстрых электронов  $f_e^a$  по длине канала изменяется незначительно.

Следовательно характер изменения амплитуды максимума функции распределения быстрой электронной компоненты в исследуемом ДАС несколько отличается от ее динамики в УЗДП, где наблюдается экспоненциальное снижение  $A(\Phi_{\max}^a)$  по всей длине канала от области полюсов магнитной системы, где  $B_r = (B_r)_{\max}$ , до анода и соответственно увеличение энергии максимума [1, 5].

Анализ изменения энергетического максимума  $\Phi_{\max}^a$  функции распределения  $f_e^a$ , представленного на рис. 12, в зависимости от потенциала пространства  $\varphi_{pr}$  (рис. 3–6) показал, что его энергетическое положение изменяется по линейному закону, т.е. практически следует за потенциалом пространства, как и в УЗДП [1, 5]. Это хорошо видно из рис. 13.

Таким образом, быстрые электроны, возникая в области полюсов магнитной системы (область зонда V), имеющих отрицательный катодный потенциал, упруго отражаются от них и накапливаются в области зонда IV, о чем свидетельствует максимальная амплитуда  $A(\Phi_{\max}^a)$ . Далее, не теряя энергии, они ускоряются в сильном продольном электрическом поле (зоне максимального градиента  $\varphi_{pr}$  – зоне ускорения), следуя за увеличением  $\varphi_{pr}$ . При движении к аноду (в зоне ионизации), происходит потеря энергии у части этих электронов, предположительно на возбуждение и ионизацию нейтралов, и превращение в промежуточные или медленные электроны. Соответ-

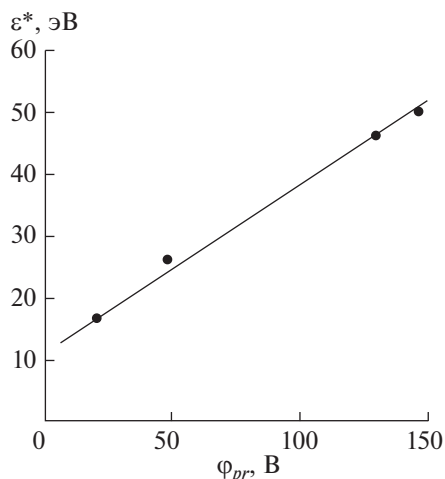


Рис. 13. Изменение положения энергетического максимума  $\Phi_{\max}^a$  в зависимости от потенциала пространства  $\phi_{pr}$ .

ственно наблюдается и снижение амплитуды максимума  $A(\Phi_{\max}^a)$  функции распределения.

Отсюда, если предположить, что в основном быстрая электронная компонента участвует в ионизации нейтралов, то сравнив поведение  $\Phi_{\max}^a$  и  $A(\Phi_{\max}^a)$  вдоль оси на уровне средней линии канала для исследуемой модели ДАС (рис. 11–13) и УЗДП (рис. 11 [1]), можно увидеть сходство и различие рабочих процессов в исследуемом одноступенчатом ДАС и УЗДП.

Функцию распределения промежуточных электронов, как и в УЗДП, можно представить в виде  $f_e^{\Pi} = \text{const}$  в пределах энергетической зоны  $\epsilon_1 \leq \epsilon \leq \epsilon_2$ . Величины  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  определяются экспериментально из рис. 3–6. Группа промежуточных электронов в исследуемом ДАС, в отличие от УЗДП, возникает в области IV зонда (за полюсами магнитной системы), имея максимальную амплитуду и короткую энергетическую зону ( $\epsilon_1 \approx 20$  эВ,  $\epsilon_2 \approx 23$  эВ). По мере движения к аноду амплитуда промежуточной группы снижается, а энергетическая зона вначале увеличивается (в области зонда III,  $\epsilon_1 \approx 25$  эВ,  $\epsilon_2 \approx 36$  эВ) затем снижается (в области зонда II,  $\epsilon_1 \approx 12$  эВ,  $\epsilon_2 \approx 20$  эВ). Таким образом, можно предположить, что электроны промежуточной группы в зоне ускорения набирают энергию, а в зоне ионизации, по мере движения к аноду, отдают ее.

Природа и динамика промежуточных электронов в одноступенчатом ДАС в настоящее время наименее ясна. В УЗДП появление промежуточных электронов связывают с неупругим рассеянием на диэлектрической стенке газоразрядного

канала с потерей части энергии [11]. Однако в исследуемом ДАС отсутствует диэлектрическая стенка. Более того, в области возникновения промежуточной группы электронов нет прикатодного дебаевского слоя, вдоль которого могут перемещаться электроны аналогично УЗДП. Таким образом, несмотря на наличие промежуточной группы электронов в одноступенчатом ДАС, природа переноса электронного тока к аноду остается неопределенной.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зондовая диагностика плазмы газоразрядного канала одноступенчатого ДАС, с использованием методики исследований, аналогичной методике применяемой для УЗДП, позволила определить функцию распределения электронов по энергиям и ее динамику по длине канала. Электронная компонента, также как и в УЗДП, представлена тремя группами электронов: медленные электроны, с энергией 8–12 эВ; быстрые электроны, с энергией 40–50 эВ и промежуточные электроны, количество которых невелико.

Медленные электроны, функция распределения которых, как и в УЗДП, представляет вид линейного сплайна, являются группой электронов азимутального дрейфа. Однако в отличие от УЗДП, где медленные электроны дрейфуют с одинаковой угловой скоростью по всему газоразрядному каналу (глобально изодрейфовый режим), в исследуемом ДАС угловая частота дрейфового движения медленных электронов является функцией продольной координаты канала (локально изодрейфовый режим). Максимальная частота дрейфового движения медленной электронной компоненты наблюдается в зоне ускорения, т.е. в области максимального градиента индукции магнитного поля. В этой области максимальная энергия медленных электронов определяется их энергией азимутального дрейфа. Конструктивно это представляет собой межэлектродную зону вблизи анода осевой протяженностью порядка 3 мм (так называемый “анодный слой”).

Область возникновения и динамика быстрой (высокоэнергетичной) группы электронов в исследуемом ДАС также отличается от УЗДП. Возникновение быстрых электронов, как упруго отраженных от прикатодного слоя, в области полюсов магнитной системы, их накопление (максимальная амплитуда) за полюсами, максимальное получение энергии в зоне ускорения, снижение амплитуды максимума ФРЭ этой группы при прохождении зоны ионизации в движении к аноду позволяет физически более детально и полно объяснить природу этой группы, а также сделать вывод о их основном вкладе в процесс ионизации рабочего газа.

Наименее понятна природа образования и динамика промежуточной составляющей электронной компоненты. В исследуемом ДАС она возникает, в отличие от УЗДП, практически в середине газоразрядного канала, т.е. в зоне ускорения, где вообще отсутствуют какие-либо прикатодные слои. Ее возникновение нельзя связать, как считается в УЗДП, с неупругим отражением от диэлектрической стенки канала и основой пристеночной проводимости как основного механизма переноса электронного тока от катода-нейтрализатора к аноду. Природа возникновения промежуточной группы электронов, снижение ее амплитуды и увеличение энергетической протяженности  $f_e^{\Pi}$  при движении к аноду требует дополнительных исследований и анализа.

Таким образом, исследование функции распределения электронов по энергиям в различных сечениях газоразрядного канала одноступенчатого ДАС и ее динамики по длине канала показало, что в рабочем процессе ДАС как и в УЗДП есть много общего и что обе модели можно отнести к классу “Плазменных двигателей с азимутальным дрейфом электронов”. На особенности рабочего процесса в той и другой модели влияет только их конструктивное исполнение. При этом, несмотря на многочисленные публикации по исследованию физического процесса в газоразрядном канале УЗДП, вопрос о механизме переноса электронного тока от катода-нейтрализатора к аноду в плазменных двигателях с азимутальным дрейфом электронов пока остается открытым.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугрова А.И., Морозов А.И. // Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Под ред. А.И. Морозова, Н.Н. Семашко. М.: Энергоатомиздат. 1990. С. 42.
2. Бугрова А.И., Волкова Л.М., Ермоленко В.А., Кралькина Е.А., Девятов А.М., Харчевников В.К. // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19. С. 1149.
3. Бугрова А.И., Липатов А.С., Морозов А.И., Харчевников В.К. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 912.
4. Бугрова А.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 1852.
5. Бугрова А.И., Морозов А.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 1995.
6. Бугрова А.И., Десятков А.В., Морозов А.И. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 963.
7. Алексеев Д.Н., Пильников А.В. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 812.
8. Алексеев Д.Н., Марахтанов М.К., Пильников А.В., Синяевский В.В. // Известия РАН. Энергетика. 2016. № 3. С. 111.
9. Марахтанов М.К., Пильников А.В., Синяевский В.В. // Известия РАН. Энергетика. 2017. № 1. С. 74.
10. Алексеев Д.Н., Марахтанов М.К., Пильников А.В., Синяевский В.В. // Известия РАН. Энергетика. 2014. № 5. С. 102.
11. Бугрова А.И., Десятков А.В., Морозов А.И. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Харьков, 1989. С. 85.
12. Морозов А.И. // ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 396.
13. Морозов А.И., Бугрова А.И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 1725.
14. Пильников А.В. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. С. 63.
15. Бугрова А.И., Ким В.П. // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. М.: Наука, 1984. С. 107.